

電子ビーム電流測定用 FCT の開発と性能評価

京都大学 理学部
伊東 康作

2026 年 4 月 4 日

目次

1	序論	3
1.1	本研究の背景	3
1.2	本研究の動機	3
1.3	本研究の目的	3
1.4	本論文の構成	3
2	FCT の測定原理	4
2.1	電磁気学による基本的な原理	4
2.2	FCT の等価回路と周波数特性	5
2.3	設計パラメータと応答特性	8
3	FCT の設計・製作とパラメータの最適化	9
3.1	要求仕様と全体設計	9
3.2	テストベンチによる巻き数の最適化	9
3.3	シールドの実装に伴う応答特性の検証	9
3.4	FCT の製作	15
4	テストベンチにおける性能評価	15
4.1	FCT の周波数特性	15
4.2	模擬パルスを用いた感度較正および分解能の測定	15
5	実ビーム環境における性能評価および考察	15
5.1	クライストロンノイズの評価とシールド効果	15
5.2	既設 CT との相関に基づく電荷測定の妥当性評価	19
5.3	テストベンチ評価と実ビーム環境評価の比較考察	19
6	結論	19
6.1	本研究の総括	19
6.2	今後の展望	19
	謝辞	19

1 序論

1.1 本研究の背景

Current Transformer は加速器のビームの電流を非破壊的に測定することができる。特に本研究で扱う Fast Current Transformer (以下 FCT) は、比較的高周波の信号まで感度を持つパルスビーム用電流モニタである。十分な電流分解能や時間分解能を持つ FCT を準備し、ビームをモニタリングすることは、加速器の開発・運用に必要不可欠である。

1.2 本研究の動機

現在、電子ビーム測定用の高性能な FCT は計測器メーカー (Bergoz 社など) で市販されており、多くの加速器施設で標準的に導入されている。しかし、市販品は極めて高い周波数応答を示す一方で、構造が固定化・ブラックボックス化していることが多い。そのため、施設特有のノイズ環境下における詳細な応答解析や、パラメーターの最適化を行うことが困難である。したがって、既存の測定技術を自らの手で再構築し、その設計パラメータが応答特性に与える影響を定量的に検証することは、ビーム計測における重要な基礎知見となる。

1.3 本研究の目的

本研究は、第 1.2 節で述べた動機に基づき FCT を独自に設計・製作し、その性能を評価することを目的とする。

具体的には、京都大学化学研究所電子線形加速器 KEL [1]0° ビームラインのビーム取り出し口直後の空気中において、エネルギー 65 MeV、パルス幅 1 μ s、ピーク電流 1 mA to 50 mA (すなわち 1 nC to 50 nC) の電子パルスビームをターゲットとする。FCT の出力からパルスビームの波形を逆算し、その波形を積分することでバンチ電荷を計測する機能を実装する。テストベンチにおいてコイルの巻き数の最適化や完成した自作 FCT の性能評価を行う。また、実ビームラインにおいてノイズ対策の評価を行った後、既に本施設に装備されている CT の測定結果と比較することで、自作 FCT の性能と実用性を実証する。

1.4 本論文の構成

2 FCT の測定原理

2.1 電磁気学による基本的な原理

FCT がパルスビームの電流を測定する原理を電磁気学を用いて説明する。

FCT はドーナツ状の磁性体コアと、その周りに巻かれた二次コイルによって構成される。図 1 のように、FCT の穴を通った荷電粒子ビームの電流がコアの中に磁場を生み、その磁束の時間変化が N 回巻き二次コイルに起電力を生じさせる。— 図の挿入ここまで —

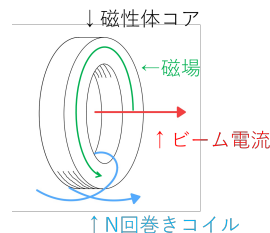


図 1: FCT の概略図。磁性体コアと N 回巻きの二次コイル、荷電粒子ビームの電流が描かれている。パルスビームの電流によりコア内に磁場が生じ、その磁束の時間変化によって二次コイルに起電力が生じる。

この原理をマクスウェル方程式を用いてより詳しく解説する。

まず、磁場を \mathbf{H} 、電流密度を \mathbf{i} 、電束密度を \mathbf{D} とすると、アンペール・マクスウェルの法則アンペール・マクスウェルの法則（微分形）

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{i} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1)$$

より、荷電粒子のビーム \mathbf{i} が周囲に磁場 \mathbf{H} を生じさせる。ただし、ビームが超相対論的領域 ($\gamma \gg 1$) にある場合、ビームの自己電場は進行方向に垂直な横方向にローレンツ収縮するため、縦方向の変位電流成分 $\partial \mathbf{D}_z / \partial t$ は無視できる [2]。

次に、磁束密度を \mathbf{B} 、FCT の磁性体コアの透磁率を μ とすると、

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2)$$

より、磁性体コアの中に磁束密度 \mathbf{B} が生じる。

そして、電場を \mathbf{E} とすると、ファラデーの電磁誘導の法則

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3)$$

より、電束密度 \mathbf{B} の時間変化により、コアの周りに電場 \mathbf{E} が生じる。したがって、二次コイルの巻き数を N とすると、二次コイルに生じる起電力 V は

$$V = -N \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (4)$$

と表される。

以上のような流れで、時間変化するパルスビームは二次コイルの起電力に変換される。

二次コイルの自己インダクタンスや漏れインダクタンス、寄生容量なども踏まえたより正確な議論は第 2.2 節で扱う。

2.2 FCT の等価回路と周波数特性

FCT の応答特性を定量的に評価するため、寄生要素を考慮した集中定数等価回路モデルを導入する。本節における FCT の等価回路モデルの構築、および伝達関数の導出には、主に文献 [3,4] を参考にした。図 2 に FCT の高周波等価回路を示す。

なお、本論文の数式展開においては、時間領域の物理量（実数）を小文字（例： i, v ）で表し、周波数領域における複素振幅を大文字（例： I, V ）で表記して区別する。

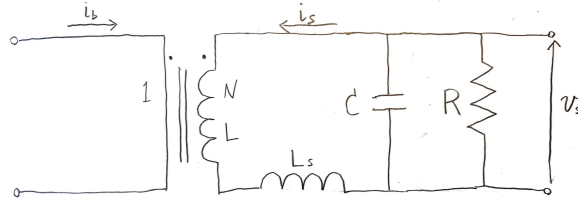


図 2: 寄生要素を考慮した FCT の高周波等価回路。ビーム電流 $i_b(t)$ を一次側とし、巻数比 $1:N$ のトランス結合によって二次側に電流 $i_s(t)$ が誘起される。図中の L は主インダクタンス、 L_s は漏れインダクタンス、 C は巻線間やシールド間に生じる浮遊容量、 R はオシロスコープ等の終端抵抗を含む負荷抵抗である。高周波領域においては、これらの寄生要素 (L_s および C) が形成する RLC 共振回路が、負荷両端に観測される出力電圧 $v_s(t)$ の急峻な立ち上がりやリング特性を支配する。

本検出器はパルス幅 $1 \mu\text{s}$ 程度の短い電子ビームを測定するため、非常に広い帯域を持つ。すなわち、低域遮断周波数 f_L と高域遮断周波数 f_H が十分に離れており ($f_L \ll f_H$)、各帯域におけるローディング効果は無視できると近似できる。この広帯域性の仮定の下

で、低周波領域と高周波領域の回路方程式を独立して立式し、それぞれの伝達関数の積として系全体の応答を定式化する。

図2のFCTの等価回路について議論する前に、一般の相互誘導回路についての説明をする。図3のように、一般の相互誘導回路はそのノートン等価回路として、相互誘導によって伝わった電流を電流源に置き換えて考えることができる。相互誘導回路において、

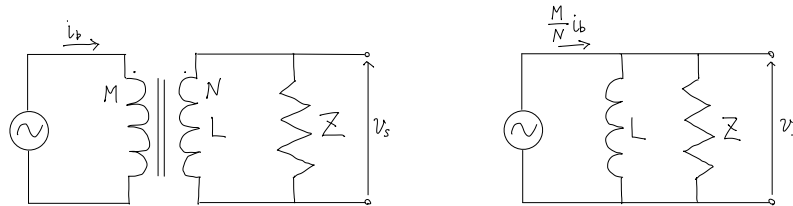


図3: 一般の相互誘導回路（左）とそのノートン等価回路（右）。左の図の $i_b(t)$ は一次側電流、 M と N はそれぞれ一次コイルと二次コイルの巻き数、 L は二次コイルの自己インダクタンス、 Z は二次側の任意のインピーダンス。右の図の $(M/N)i_b(t)$ はノートン等価回路における電流源、 L と Z は左の図と同じである。一次側の電流源と二次側の負荷インピーダンスをトランスで接続した相互誘導回路は、一次コイルと二次コイルの巻き数の比 $M:N$ に応じて、 $(M/N)i_b(t)$ の電流源が二次コイルの自己インダクタンス L と二次側の負荷インピーダンス Z に並列に接続するノートン等価回路に等しい。

一次側電流 $i_b(t)$ が M 回巻き一次コイルに流れ、相互誘導で N 回巻き二次コイルに伝わったとし、二次コイルの自己インダクタンスを L 、二次側の負荷インピーダンスを Z とする。すると、この相互誘導回路は次のようなノートン等価回路と等価である。この等価回路では、トランスの代わりに $(M/N)i_b(t)$ の電流源が、元の相互誘導回路の二次コイルの自己インダクタンス L と負荷インピーダンス Z に並列に電流を供給する。

ここから、図2の寄生要素を考慮したFCTの高周波等価回路について議論する。以下、信号の各周波数を ω 、 $s = j\omega$ として、信号の低周波領域と高周波領域に分けてFCTの周波数特性を導く。

まず、図2のFCTの等価回路を、図3のようにノートン等価回路に置き換えて考える。この場合、等価回路の電流源は $i_b(t)/N$ である。

低周波領域においては、周波数が十分に低いため漏れインダクタンス L_s のインピーダンス (sL_s) は短絡、浮遊容量 C は開放 ($1/(sC) \rightarrow \infty$) と近似できる。ビーム電流 $I_b(s)$ によって二次側に誘導される理想的な電流源 $I_s(s) = I_b(s)/N$ を入力とすると、回路は主インダクタンス L と負荷抵抗 R の並列回路に帰着する。このときの出力電圧 $V_s(s)$ は以

下の回路方程式から導出される。

$$V_s(s) = \left(\frac{sL \cdot R}{sL + R} \right) I_s(s) = \frac{1}{N} \left(\frac{s(L/R)}{1 + s(L/R)} \right) RI_b(s) \quad (5)$$

ここで、時定数を $\tau = L/R$ と定義すると、低周波領域における伝達関数 $H_{\text{HPF}}(s)$ は1次ハイパスフィルタ (HPF) として次のように表される。

$$H_{\text{HPF}}(s) = \frac{s\tau}{1 + s\tau} \quad (6)$$

この時定数 τ は、パルス平坦部における信号のドループを決定づける重要なパラメータとなる。

一方、高周波領域においては、主インダクタンス L のインピーダンスが十分に大きくなり開放 ($sL \rightarrow \infty$) と近似できる。ここではテブナン等価回路への変換を用い、ビームとコアの結合によって誘導される起電力を電圧源 $V_e(s)$ として扱う。ここで、低周波領域での議論より、

$$V_e(s) \simeq \frac{1}{N} RI_b(s) \quad (7)$$

である。この系は、電圧源 $V_e(s)$ に直列に接続された漏れインダクタンス L_s と、その終端にある C および R の並列回路で構成される RLC 共振回路として立式できる。 C と R の合成インピーダンスを $Z_{CR} = R/(1 + sCR)$ とすると、出力電圧 $V_s(s)$ は分圧の法則より以下のように求まる。

$$V_s(s) = V_e(s) \frac{Z_{CR}}{sL_s + Z_{CR}} = V_e(s) \frac{1/(L_s C)}{s^2 + s/(CR) + 1/(L_s C)} \quad (8)$$

この式は標準的な2次ローパスフィルタ (LPF) の振る舞いを示しており、固有角周波数 ω_n と減衰比 ζ を用いてその伝達関数 $H_{\text{LPF}}(s)$ を次のように記述できる。

$$H_{\text{LPF}}(s) = \frac{\omega_n^2}{s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2} \quad \left(\text{ただし、} \omega_n = \frac{1}{\sqrt{L_s C}}, \zeta = \frac{1}{2R} \sqrt{\frac{L_s}{C}} \right) \quad (9)$$

これらのパラメータは L_s, C, R に依存し、出力信号の立ち上がり時間やリングング (振動) を決定する。

以上の独立した近似に基づき、FCT 全体のインピーダンス (電流から電圧への伝達関数) $Z_T(s)$ は、中域ゲイン R/N に対して1次HPFと2次LPFを直列接続したバンドパスフィルタ (BPF) のモデルとして次のように定式化される。

$$Z_T(s) = \frac{V_s(s)}{I_b(s)} = \frac{R}{N} \cdot H_{\text{HPF}}(s) \cdot H_{\text{LPF}}(s) \quad (10)$$

本研究では、この物理モデルに基づく伝達関数を用いて、測定された出力波形から元のパルスビーム電流を逆算する逆畳み込み (デコンボリューション) 解析を行う。

2.3 設計パラメータと応答特性

第 2.2 節で導出した低周波領域の伝達関数を用いて、理想的なステップ状のビーム電流が入力された際の FCT の応答（ステップ応答）を評価する [5]。

時刻 $t = 0$ で立ち上がる波高値 I_0 のステップ状パルスビーム電流 $i_b(t) = I_0 u(t)$ を想定する。これをラプラス変換すると $I_b(s) = I_0/s$ となる。高周波領域の応答を理想的 ($H_{LPF}(s) \simeq 1$) と仮定し、式 (10) の伝達関数に入力すると、出力電圧の複素振幅 $V_s(s)$ は次のように表される。

$$V_s(s) = \frac{R}{N} \cdot \frac{s\tau}{1+s\tau} \cdot \frac{I_0}{s} = I_0 \frac{R}{N} \frac{1}{s+1/\tau} \quad (11)$$

これを逆ラプラス変換して時間領域の出力電圧 $v_s(t)$ を求めると、以下のようになる。

$$v_s(t) = I_0 \frac{R}{N} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (t \geq 0) \quad (12)$$

この式は、ステップ入力に対して出力信号が時定数 $\tau = L/R$ で指数関数的に減衰するドループが生じることを示している。本研究の測定対象であるパルス幅 $1 \mu\text{s}$ のビーム波形をダレを抑えて正確に測定するためには、時定数 τ をパルス幅よりも十分に長く設計する必要がある。

ここで、FCT の設計パラメータである二次コイルの巻き数 N と負荷抵抗 R が、このステップ応答に与える影響を考察する。磁性体コアのインダクタンス係数 (AL 値) を A_L とすると、主インダクタンスは $L = A_L N^2$ と表される。したがって、時定数 τ およびパルス平坦部におけるゲイン G は次のように書き換えられる。

$$\tau = \frac{A_L N^2}{R} \quad (13)$$

$$G = \frac{R}{N} \quad (14)$$

上式から、設計パラメータに対して以下のトレードオフが存在することがわかる。

- **巻き数 N を増やす場合**：時定数 τ は N^2 に比例して長くなりドループは改善されるが、ゲイン G は $1/N$ に比例して低下する。
- **負荷抵抗 R を小さくする場合**：時定数 τ は $1/R$ に比例して長くなるが、ゲイン G も R に比例して低下する。

このように、時定数（波形の忠実度）とゲイン（信号の S/N 比）は両立できず、トレー

ドオフの関係にある。第 3.2 節では、この理論的背景に基づき、テストベンチを用いた実測によって最適な巻き数 N を決定するプロセスを述べる。

3 FCT の設計・製作とパラメータの最適化

3.1 要求仕様と全体設計

3.2 テストベンチによる巻き数の最適化

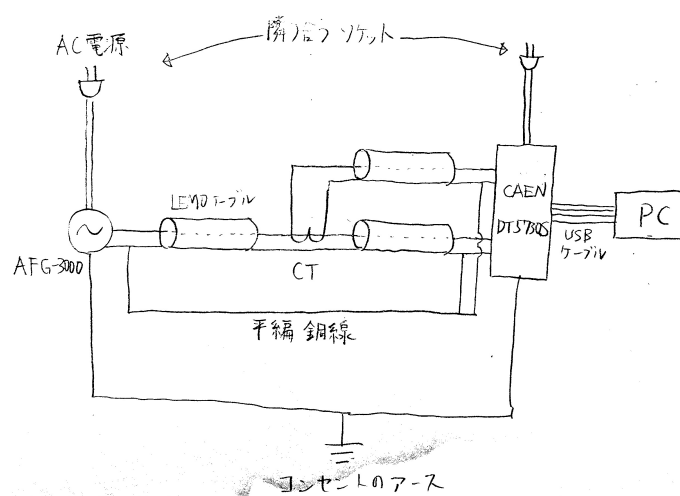


図 4

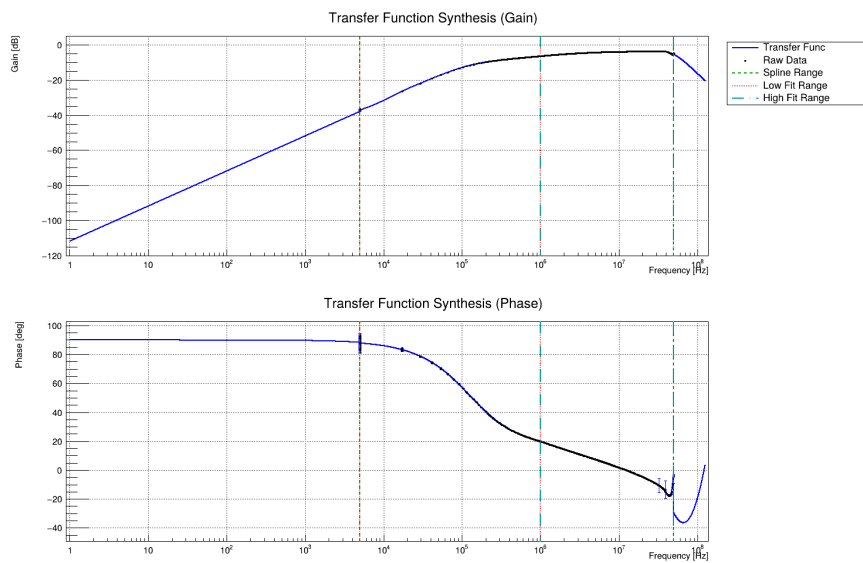


图 5

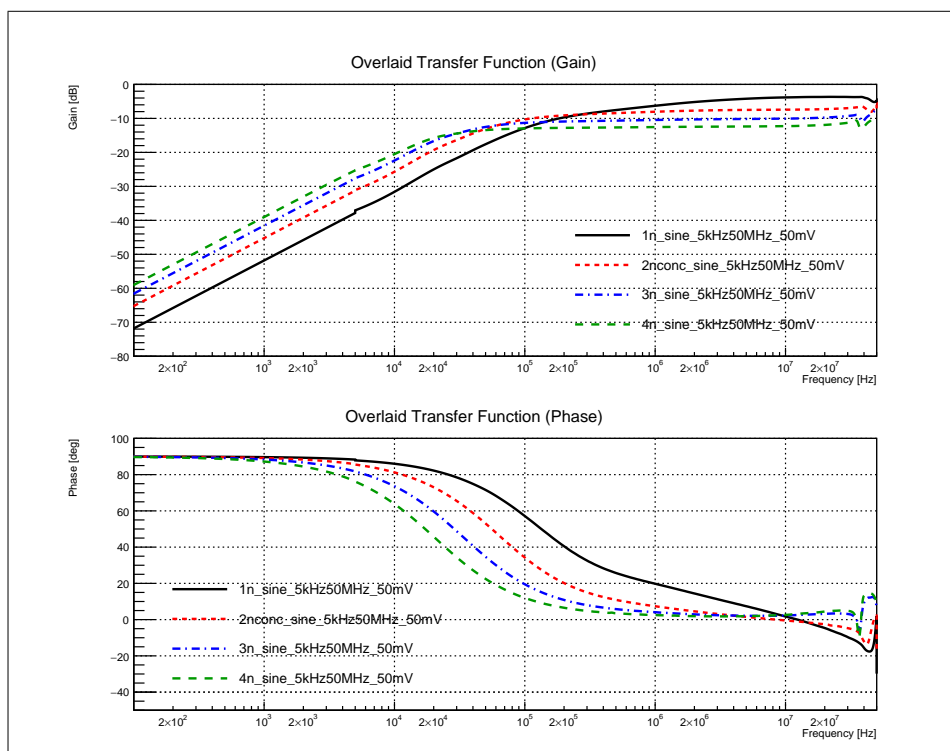
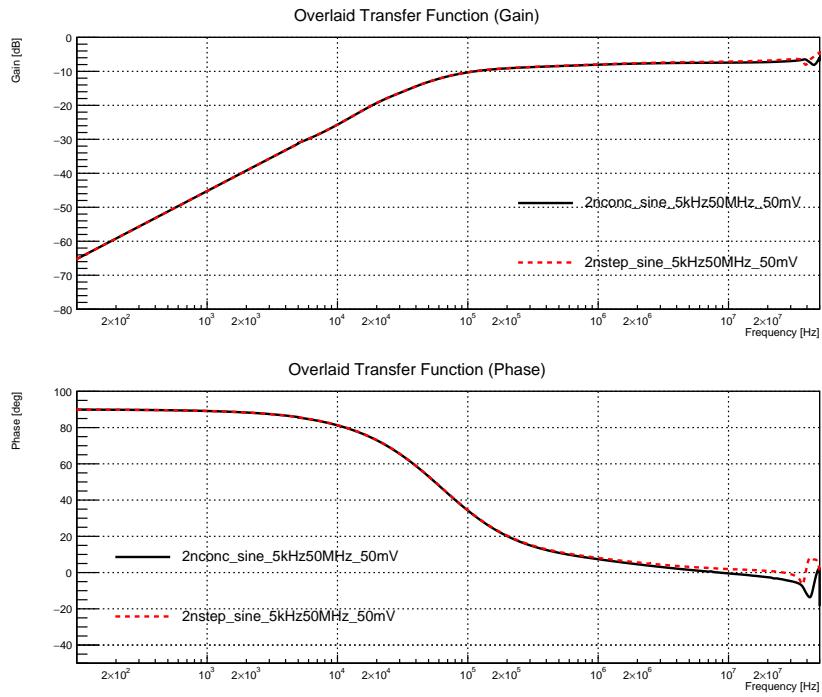
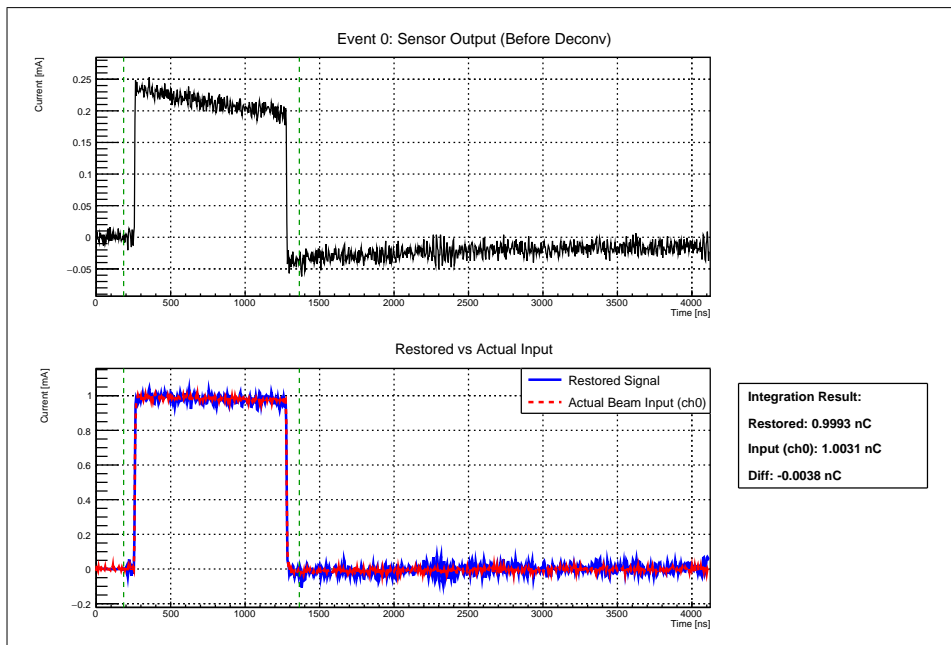


图 6



☒ 7



☒ 8

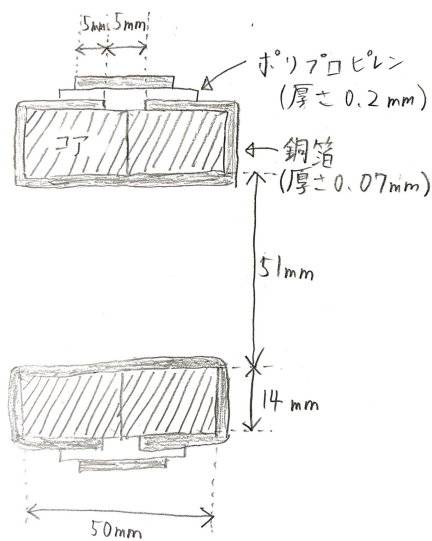


図9: 本検出器のビーム軸方向の断面概略図。コイルは描かれていない。銅箔によるシールドがコイルの周回方向に直列に導通しないように、ポリプロピレンでスペースを空けた。

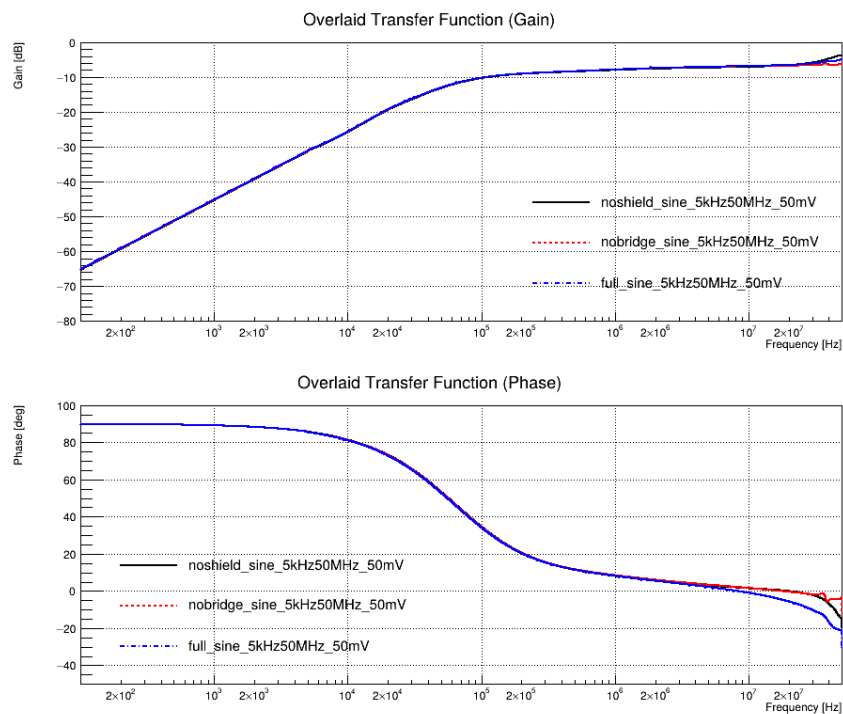


図10

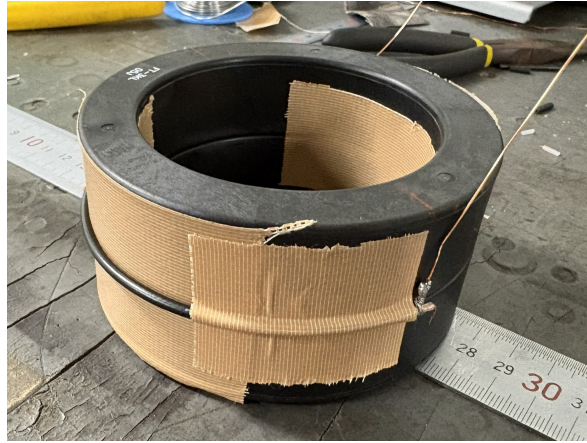


图 11

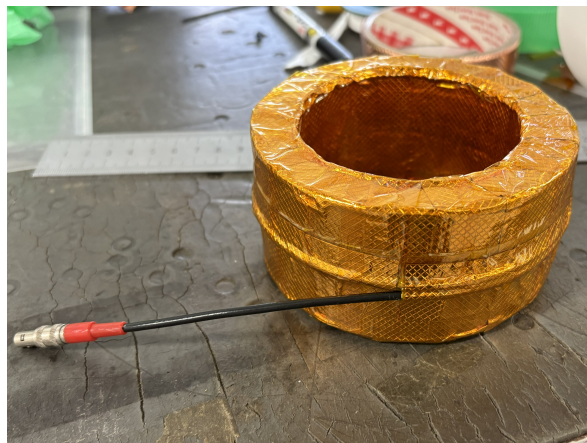
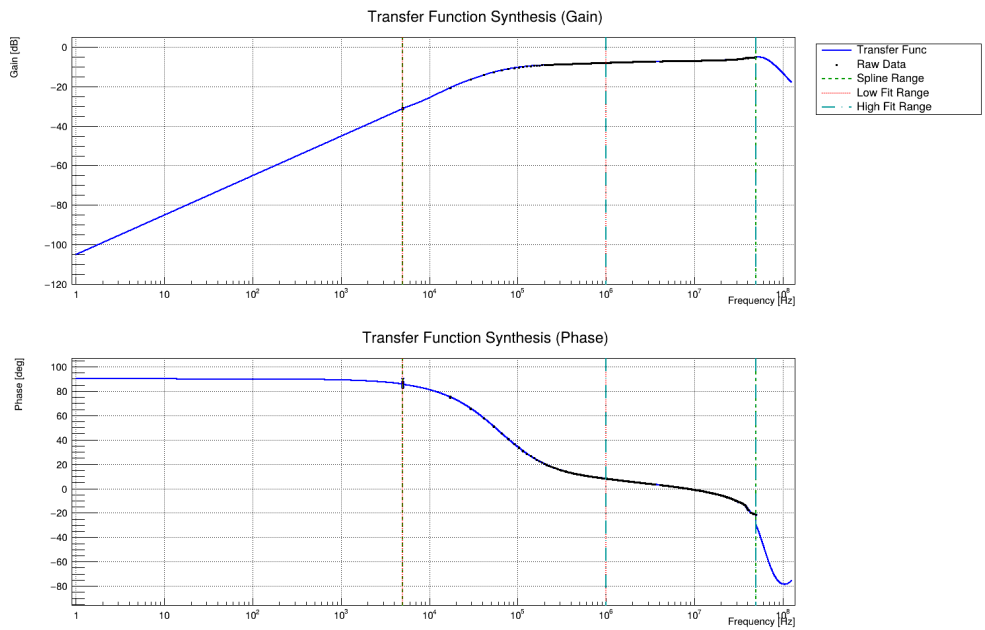
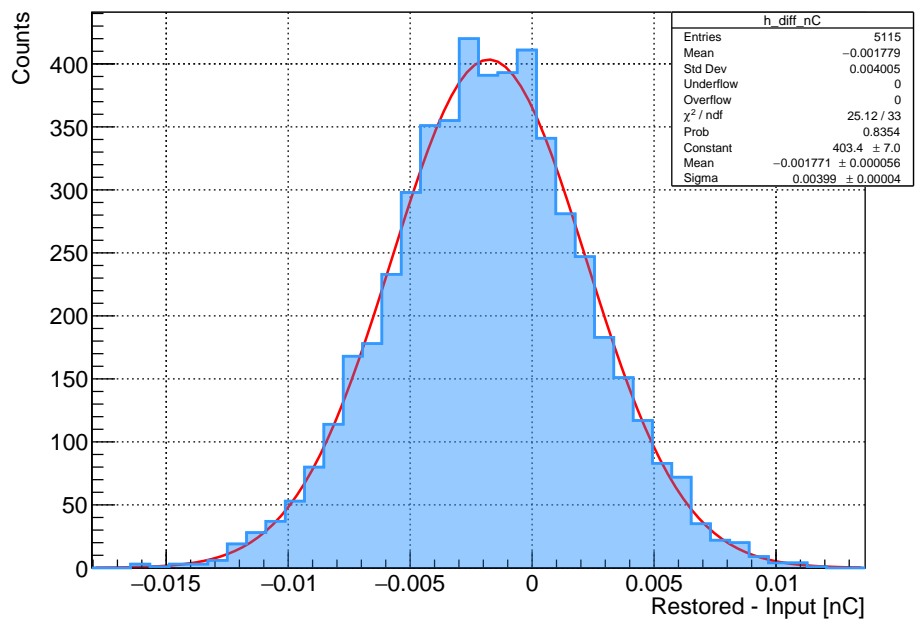


图 12



☒ 13



☒ 14

3.3 シールドの実装に伴う応答特性の検証

3.4 FCT の製作

4 テストベンチにおける性能評価

4.1 FCT の周波数特性

4.2 模擬パルスを用いた感度較正および分解能の測定

5 実ビーム環境における性能評価および考察

5.1 クライストロンノイズの評価とシールド効果

本測定系におけるノイズ対策の基本的な設計指針は、文献 [7] を参考にした。

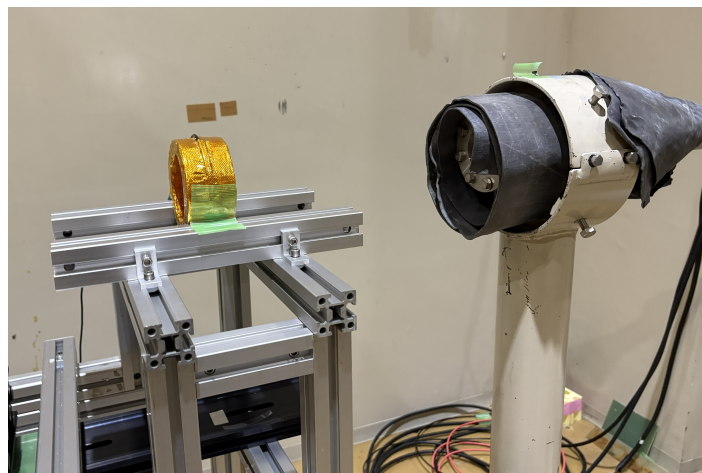


図 15

シールドの効果は一部確認できたが、全体的にシールドの厚さが不十分だったと考えられる。

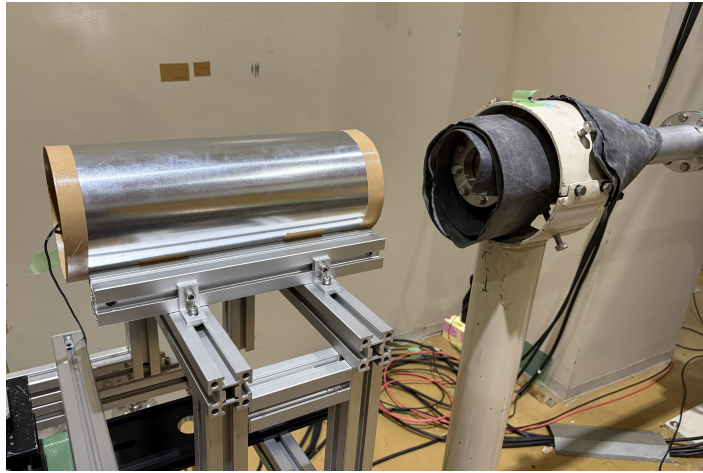


图 16

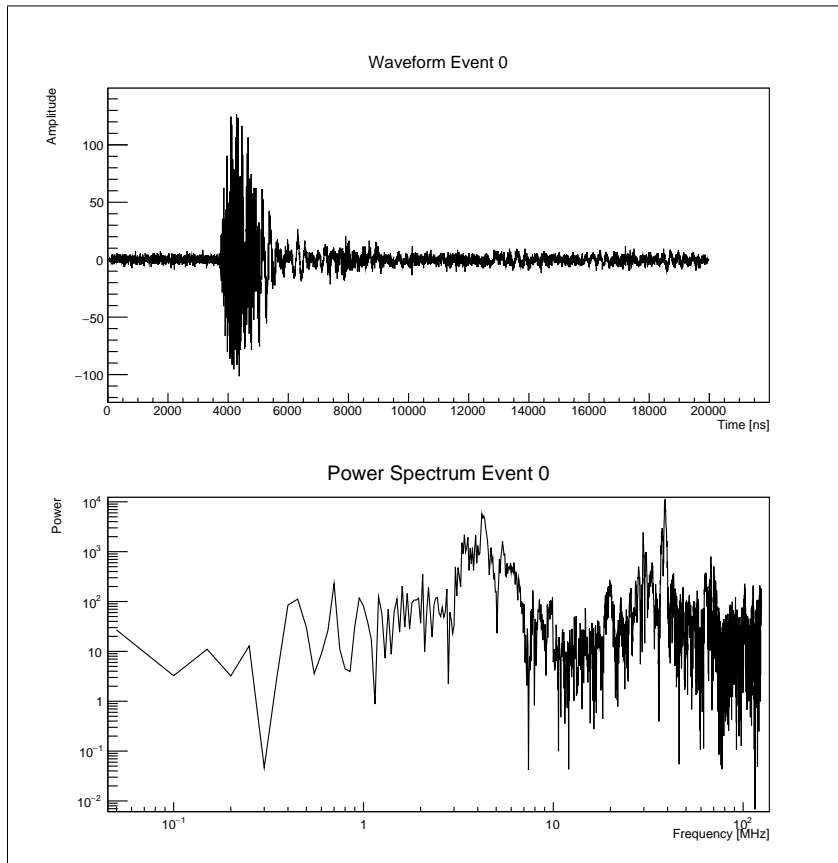
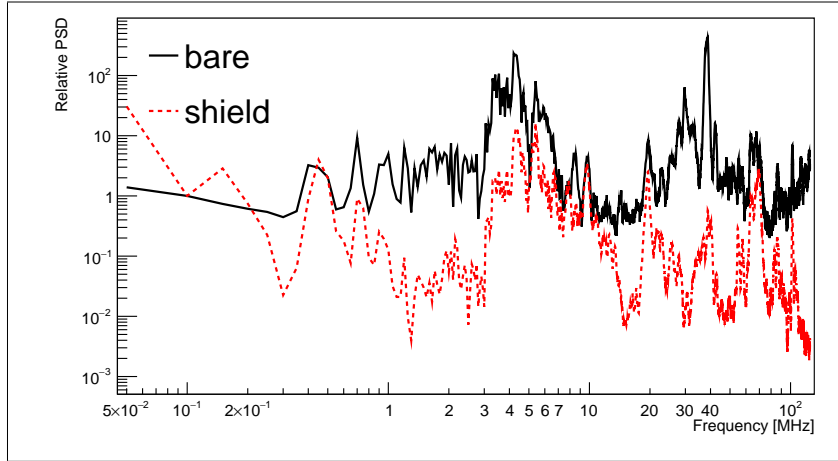
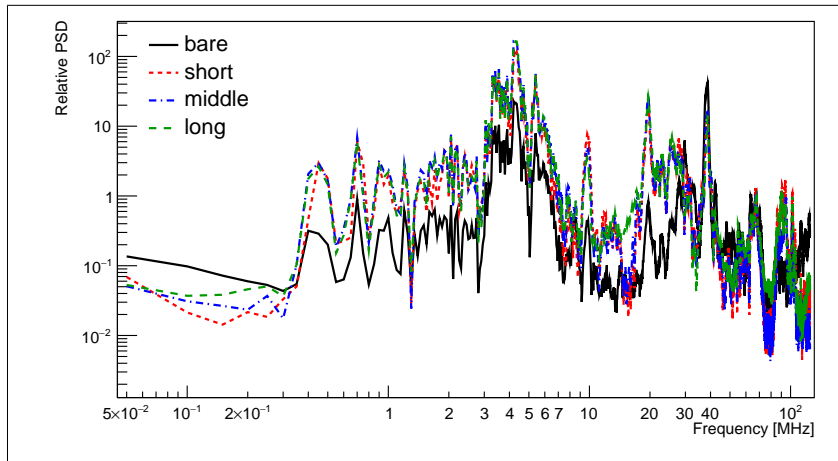


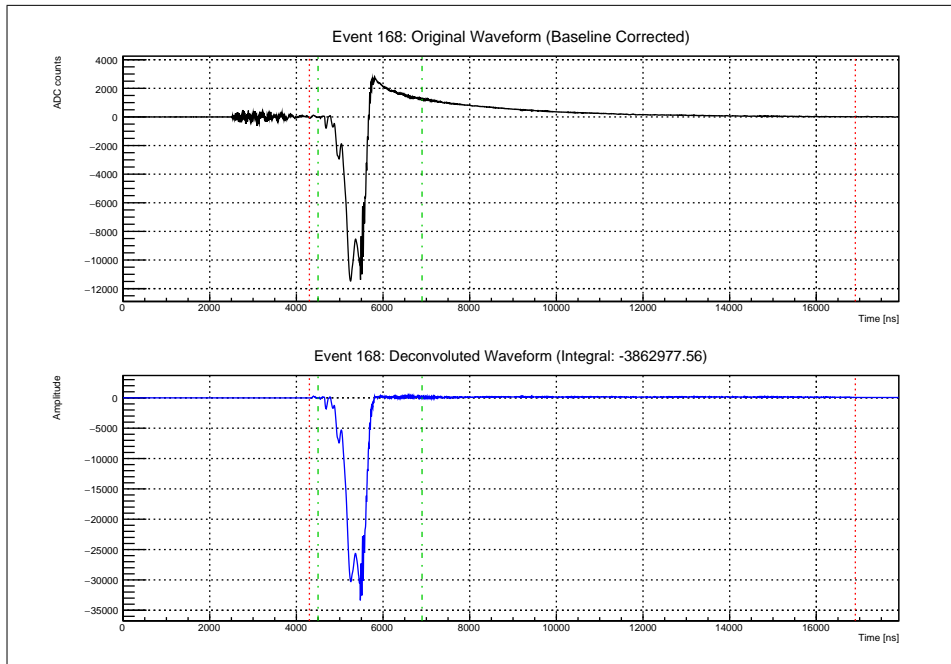
图 17



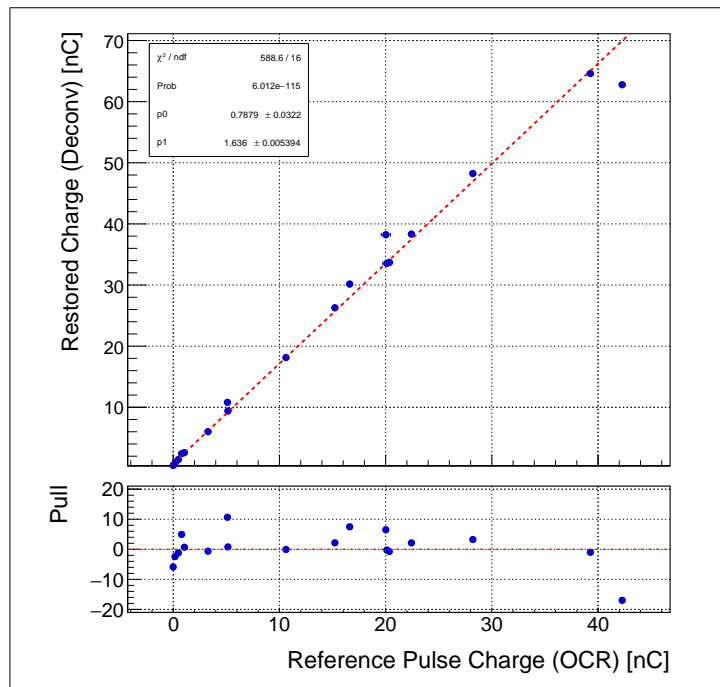
⊠ 18



⊠ 19



☒ 20



☒ 21

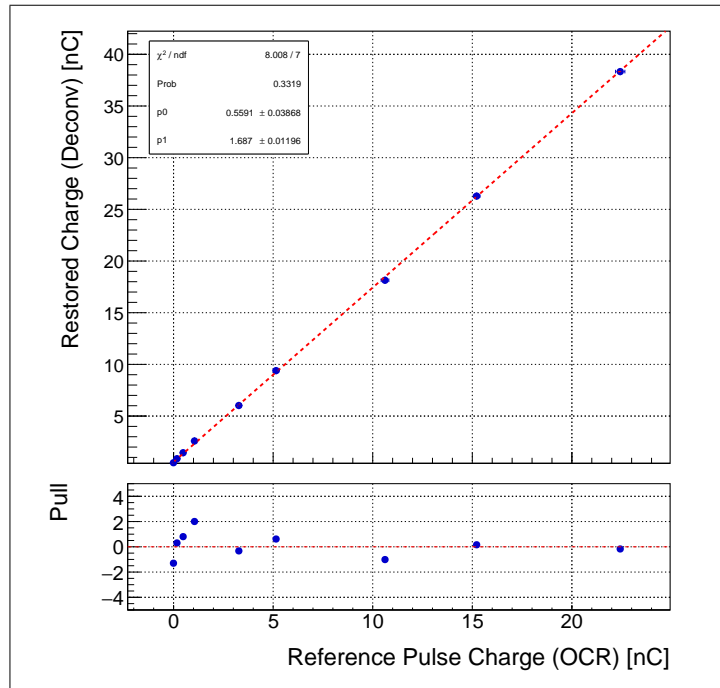


図 22

5.2 既設 CT との相関に基づく電荷測定の妥当性評価

5.3 テストベンチ評価と実ビーム環境評価の比較考察

6 結論

6.1 本研究の総括

パルス幅約 1 μ s、ピーク電流約 10mA のビームの電荷を測定する FCT を制作した。シーリングが不十分であった。加速器においても、自作した FCT が機能することが確かめられた加速器では、実験室よりも分解能が 2 桁悪くなった (0.004nC \rightarrow 0.16nC)。

6.2 今後の展望

謝辞

本研究にご協力いただいた全ての皆様に感謝いたします。

特に、京都大学高エネルギー研究室の中家教授と木河助教、TAの大谷さんと青柳さんには多くの助言を賜り、大変お世話になりました。

また、京都大学化学研究所附属先端ビームナノ科学センターの塚田准教授と頓宮様をはじめとする皆様には、実験装置の構築やビームタイムにおいて手厚いサポートをいただきました。

さらに、高エネルギー加速器研究機構の外山様には、実験装置に関してメールにて丁寧なご教示を賜りましたことを深く感謝いたします。

参考文献

- [1] 京都大学化学研究所 粒子ビーム科学研究領域, “電子線形加速器,” <https://pbs.kuicr.kyoto-u.ac.jp/research-equipments-ja/electron-linac-ja/> (Accessed: 2026-04-04).
- [2] Peter Forck. “Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics,” Joint University Accelerator School (JUAS), 2022, pp. 108–109. https://indico.cern.ch/event/1088623/contributions/4632213/attachments/2392771/4090683/juas_script.pdf (Accessed: 2026-04-01).
- [3] 久保木浩功, “7. 陽子ビームモニタ,” OHO’18 高エネルギー加速器セミナー：大強度陽子加速器の現状と将来 -さらなる大強度ビームを目指して-, pp. 13–14 (2018). http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2018/07_Kuboki_Hironori.pdf (Accessed: 2026-04-01).
- [4] 外山毅, “2. 計測の基礎,” OHO’20 高エネルギー加速器セミナー：ビーム診断の基礎, pp. 1–6 (2020). http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2020/02_Toyama_Takeshi.pdf (Accessed: 2026-04-04).
- [5] 飛山真理, “8. 電子加速器のビームモニター概要 ～電氣的モニター～,” OHO’08 高エネルギー加速器セミナー：ビームエネルギー回収型高輝度放射光光源 - ERL -, pp. 4–5 (2008). <http://accwww2.kek.jp/oho/OHO%20text%20archives%202005-2011/OHO08%20web%20final/08%20tobi-yama.080819.pdf> (Accessed: 2026-04-04).
- [6] Nao Izumi, “Evaluation of a new detector for the T2K muon monitors,” Master’s thesis, Tokyo University of Science (2020), pp. 53–60.
- [7] 坂巻佳壽美, 『基礎から学ぶノイズ対策の実務』, オーム社 (2001).
- [8] 斉藤成一, 『電子機器・装置のノイズ対策入門 -グラウンド/シールド設計徹底理解-』, オーム社 (2020), pp. .